

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

8106/2-80

22/12-80

P2-80-659

А.В.Ефремов, С.В.Иванов, С.В.Михайлов

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ КОМПТОНОВСКОЕ
РАССЕЯНИЕ КАК ТЕСТ
НА МОДЕЛИ С ЦЕЛОЗАРЯДНЫМИ КВАРКАМИ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1980

Несмотря на то, что в последние годы ведется активное теоретическое и экспериментальное изучение жестких процессов, до сих пор не выяснено, является ли цветовая $SU_c(3)$ симметрия точной или нарушенной и, следовательно, нет однозначного ответа на вопрос - чему равен электрический заряд кварка? Исследования, проведенные в рамках объединенных моделей^{1,2'}, свидетельствуют о том, что совокупность данных по глубоконеупругому рассеянию лептонов и e^+e^- -аннигиляции в адроны не позволяет отдать предпочтение ни одной из существующих теорий. Измерения лептон-лептонных сечений и аномального магнитного момента мюона накладывают жесткие ограничения на параметры модели. Является необходимым выполнение неравенства $\frac{4\alpha(|q^2| \ll \mu^2)}{3\alpha_s(|q^2| \ll \mu^2)} < 10^{-4}$

$/\alpha$ - синглетный инвариантный заряд, α_s - октетный инвариантный заряд/. В работе^{3'} было показано, что эти ограничения удовлетворяются, если токовые массы глюонов $\mu \leq 0,3$ ГэВ. Наиболее перспективны для выяснения электромагнитных свойств кварков исследования глубоконеупругих реакций с участием реальных γ -квантов. Процессы $\gamma N \rightarrow \mu^+ \mu^- X$, $\gamma \gamma^* \rightarrow \text{jets}$, $e p \rightarrow e \gamma X$, $e^+ e^- \rightarrow \gamma + \text{jets}$ рассматривались рядом авторов^{4-9'}. Все отмеченные реакции содержат лишь один реальный фотон, что позволяет, как было показано в работе Виттена^{4'}, даже при не слишком точном измерении определить истинный заряд кварка.

В этой работе мы сформулируем критерий применимости партонной модели для реакции $\gamma N \rightarrow \gamma X$, выясним возможность интерпретации экспериментальных данных^{10'} в рамках КХД и объединенной модели с целозарядными кварками^{12'}, определим характеристики, измерение которых было бы наилучшим тестом на альтернативные кварковые модели.

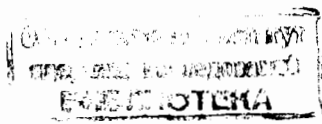
Для выяснения кинематической области партонного подпроцесса рассмотрим диаграмму /рис.1а/, U, t, S - мандельштамовские переменные. Необходимыми условиями выделения партонного подпроцесса в неупругом комптоновском рассеянии являются:

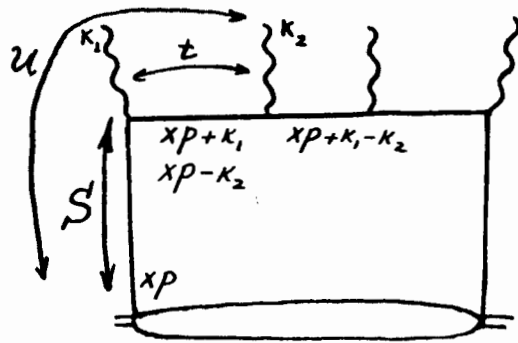
$$1. xS \gg m_N^2 \quad 2. x(1-y) \gg \frac{m_N^2}{S}, \quad (t \gg m_N^2)$$

$$3. (1-y)(1-x) \gg \frac{m_N^2}{S}, \quad (m_x^2 \gg m_N^2) \quad 4. xy \gg \frac{m_N^2}{S}, \quad (xU \gg m_N^2),$$

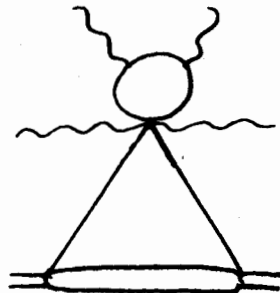
где m_x - инвариантная масса конечного состояния $y = \frac{U}{S}$, $x = \frac{t}{S-U}$. Для выделения области пионизации, которая не рассчитывается в рамках стандартной Т.В. и описывается диаграммами типа б/, надо рассматривать струнные процессы с большими k_{\perp} , следовательно, получаем условие

$$5. x = \frac{E_1 y}{m_N(1-y)} \left[1 - \left(1 - \frac{k_{\perp}^2}{E_1^2 y^2} \right)^{1/2} \right]; \quad x = \frac{k_{\perp}^2}{2m_N(1-y)UE_1} \left(\frac{k_{\perp}^2}{E_1^2 y^2} \ll 1 \right).$$





a/



b/

Рис. 1

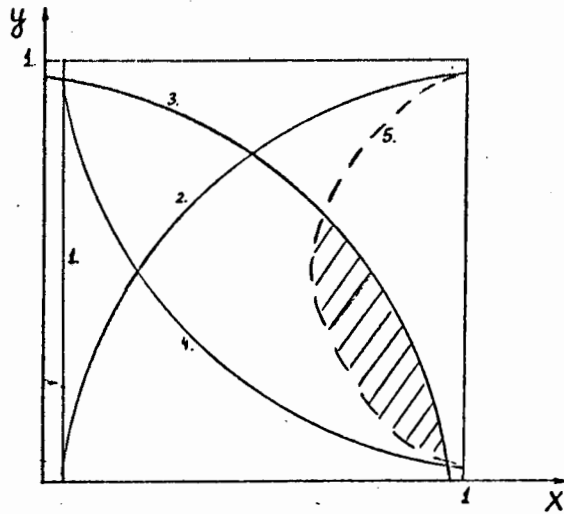


Рис. 2

График, определяющий область, общую для всех кинематических ограничений, изображен на рис. 2. Таким образом, для экспериментальных данных /10/ условия $E_1 \approx 21 \text{ ГэВ} \gg m_N$, $E_2 \approx 10 \text{ ГэВ} \gg m_N$, $E_1 - E_2 \approx 10 \text{ ГэВ} \gg m_N$ фактически выполнены, но значение $k_{\perp}^2 \approx 1/2 \div 3/ \text{ ГэВ}^2$ можно считать много большим m_N^2 весьма условно. Следовательно, интерпретация измерений /10/ в рамках партонной модели имеет ориентировочный характер.

Рассмотрение диаграмм, имеющих место в объединенной модели /2/, дает следующий вид сечения реакции $\gamma N \rightarrow \gamma X$ с учетом кваркового и глюонного вкладов

$$\frac{d^2 \sigma_{unif}(\gamma N \rightarrow \gamma X)}{dE_2 d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m_N E_1^2} \frac{\sum_a \bar{Q}_a [q_a(x) + \bar{q}_a(x)]}{[1 - \sqrt{1 - k_{\perp}^2 / E_1^2 y^2}]} \times \quad /1/$$

$$\times (y + \frac{1}{y}) \{ 1 + \frac{1}{3} R_N(x) [10(y + \frac{1}{y})^{-1} + 4(y + \frac{1}{y}) - 8] \},$$

где $q_a(x)$, $\bar{q}_a(x)$ - функции распределения кварков, а $G^{\pm}(x)$ - функции распределения глюонов внутри адрона. Величина $R_N(x) = \sigma_L / \sigma_T$ имеет вид

$$R_N(x) = \frac{1}{3} [(Q_1 - Q_2)^4 + (Q_1 - Q_3)^4 + (Q_2 - Q_3)^4] \frac{(G^+(x) + G^-(x))}{\sum_a \bar{Q}_a [q_a(x) + \bar{q}_a(x)]}$$

где $\bar{Q}_a = \frac{1}{3} (\sum Q_i^4)_a$ для целозарядной модели $D = \sum Q_i^2 - \frac{1}{3} (\sum Q_i)^2 = \frac{2}{3}$. Возьмем функции распределения кварков и глюонов, предложенные в работе /11/. Зафиксировав значения $k_{\perp}^2 = 1,7 \text{ ГэВ}^2$, $E_1 = 21 \text{ ГэВ}$, сравним предсказания целозарядной теории с данными работы /10/. На рис. 3 пунктирная линия есть результат расчета в рамках КХД,

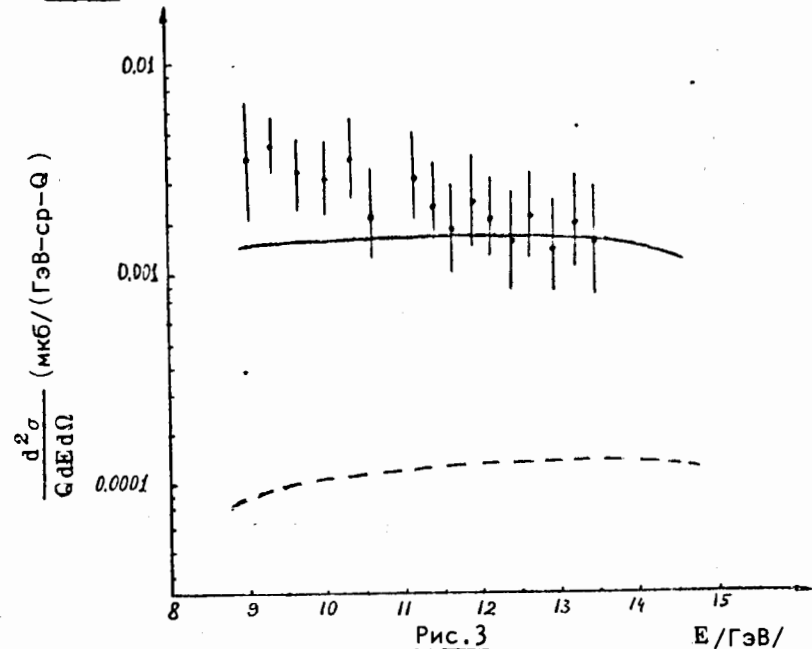


Рис. 3

сплошная задается формулой /1/. Хотя рис. 3 свидетельствует в пользу объединенной модели, выписанные выше кинематические ограничения удерживают нас от утверждения, что заряды кварков целые. Для получения более четкой информации желательно измерить реакцию перерасеяния γ -квантов на изоскалярной ядерной мишени, нормированную на дважды дифференциальное сечение глубоконеупругого процесса $eM_{1.s.} \rightarrow eX$. В этом случае целозарядная модель дает

$$\frac{d^2 \sigma_{unif.}^{M_{1.s.}}}{dE_2 d\Omega} / \frac{d^2 \sigma_{unif.}^{eM_{1.s.}}}{dE_2 d\Omega} = \frac{9}{5} (y + \frac{1}{y}) \frac{\{ 1 + \frac{20}{9} R_d [10(y + \frac{1}{y})^{-1} + 4(y + \frac{1}{y}) - 8] \}}{\{ 1 + \frac{y}{(1-y)^2} (1 + R_d) [1 + \sqrt{1 - k_{\perp}^2 / E_1^2 y^2}] \}} \quad /2/$$

/переход к КХД можно осуществить, положив $R_d = 0$ и заменив коэффициент $9/5$ в выражении /2/ на $17/45$ /. Для величины $R_d(x) = \frac{G^+(x) + G^-(x)}{10[U(x) + \bar{U}(x) + d(x) + \bar{d}(x)]}$ в области немалых значений x можно брать

экспериментальное значение* $R_d \approx 0,2-0,25$. Если при энергии фотонного пучка ≥ 40 ГэВ измерения дадут результат, столь же плохо согласующийся с КХД /вклад старших порядков при различии в десять раз несутелствен, что следует из работы /12/ /, то это может явиться решающим аргументом в пользу целозарядных кварков, предложенных в работах /13,14/.

Авторы благодарны Д.В.Ширкову, В.А.Матвееву, Г.М.Верешкову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pati I.C., Salam A. Neutrino Conference 1976, 8-12 June, 1976. Aachen, BRD.
2. Верешков Г.М. и др. ЯФ, 1980, 32, /7/, с.227.
3. Ефремов А.В., Иванов С.В., Нестеренко В.А. ОИЯИ, P2-80-519, Дубна, 1980.
4. Witten E. Nucl.Phys., 1977, B120, p.189-202.
5. Farrar G.R., Ioffe B.L. Preprint ITEP-103, 1977.
6. Ahmed M.A., Ross G.G. Phys.Lett., 1975, 59B, p.369-375.
7. Chang Chao-hsi, Tu Tung-sheng, Wu Chi-min. Ref. TH 2675, CERN, 1979.
8. Stanlet J.Bradsy SLAC-PUB-2447, 1979.
9. Llewellyn Smith C.H. Phys.Lett., 1978, 79B, p.83-87.
10. Caldwell D.O. et al. Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p.868-871.
11. Auernche P. et al. CERN Ref. TH 2887, Geneva, 1980.
12. Niegawa A., Vranishi Y. Lett.Nuovo Cim., 1979, 25, p.443.
13. Bogolubov N.N., Struminsky B.V., Tavkhelidze A.N. JINR, D-1968, Dubna, 1965.
14. Han M.Y., Nambu Y. Phys.Rev., 1965, 139, p.1006.

* Вообще говоря, объединенная модель позволяет рассчитать значение R , причем результат ($R \approx 0,15$) согласуется с экспериментом значительно лучше КХД.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 октября 1980 года.